

Рис. 7 Распределение загрязняющей примеси в затопленной шахте ( $t=10000$  сек.)

На основании полученных результатов численных расчетов можно получить данные, каким образом параметры частиц загрязняющей примеси, а также скорость поступления грунтовых вод влияют на режим очистки шахтных вод. Представленная в данной работе математическая модель может быть использована для изучения процесса очищения загрязненных рудных вод в различных условиях и дальнейшей его оптимизации.

Представленная работа выполняется в рамках задания № 2014/64 на выполнение государственной работы «Организация проведения научных исследований». Полученные результаты численных расчетов и постановка задачи будут использованы в работе информационно-образовательного портала, предоставляющего образовательные услуги для студентов, аспирантов и научных работников.

#### Список использованных источников

1. Захаров Ю.Н., Потапов В.П., Счастливцев Е.Л., Чирюкина А.В., Моделирование распространения загрязняющих веществ в затопленных горных выработках // Вестник НГУ. Серия: Информационные технологии – 2009 – Том 7 – выпуск 4 – С.66–72
2. PHOENICS On-Line Information System: [www.cham.co.uk/ChmSupport/polis.php](http://www.cham.co.uk/ChmSupport/polis.php).
3. Patankar S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow – New York: Hemisphere Publishing Corporation – 1981 –214p.

## ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ ФОКУСНОГО ПЯТНА МАЛОГАБАРИТНОГО БЕТАТРОНА С ПОМОЩЬЮ ЦИФРОВОГО ДЕТЕКТОРА

*Сухарников К.В., Генцельман В.Г., Рычков М.М.*  
Томский политехнический университет

### Введение

Бетатрон – индукционный ускоритель электронов. Первый функционирующий бетатрон был сконструирован Дональдом В. Керстом в 1940 году, хотя патенты, описывающие подобные устройства публиковались и ранее [1]. Интерес к бетатронам возрастал вплоть до достижения максимальной энергии в 300 МэВ. Затем высокоэнергетические бетатроны были постепенно заменены линейными ускорителями. Тем не менее, низкоэнергетические машины остаются эффективными источниками жесткого рентгеновского излучения для неразрушающего контроля.

Одной из наиболее многообещающих областей применения бетатронов является высокоэнергетическая компьютерная томография (КТ). Главным достоинством бетатронов в КТ перед другими источниками является маленький размер фокусного пятна [2]. Получение фокусного пятна размером 200...300 мкм возможно благодаря циклической природе ускорителя: путём многократного прохождения пучка через одни и те же

структуры, можно получать фокусные пятна меньших размеров, чем размеры собственные ускоренного электронного пучка. В отличие от линейных ускорителей, размер фокусного пятна может быть уменьшен и при этом не происходит потеря эффективности использования ускоренного пучка.

Размер фокусного пятна является одним из наиболее важных параметров источника излучения для КТ. Тем не менее, на данный момент не существует общепринятой методики измерения размеров фокусного пятна для бетатронов. Техники, описанные в европейском стандарте EN 12543, применимы для рентгеновских трубок с энергией до 500 кэВ. Стандарт ГОСТ 22091.9-86 также не подходит для высокоэнергетических источников. Задача усложняется в том случае, если контроль размеров фокусного пятна необходимо проводить быстро, с использованием современных цифровых детекторов. Цель данной работы – представить предварительные результаты измерения размеров фокусного пятна двумя различными методиками с использованием цифрового детектора. Способы, которые будут применены в исследовании – метод щелевой диафрагмы и косвенный метод, основанный на измерении нерезкости изображения с использованием двухпроволочного эталона IQI EN462-5.

### Экспериментальная установка

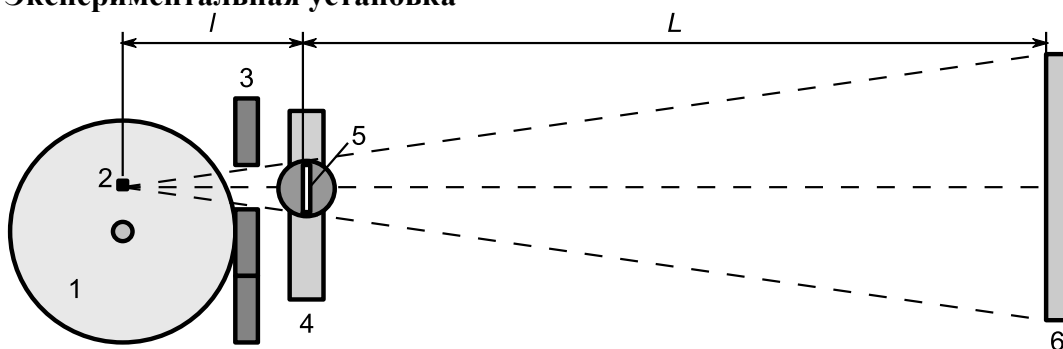


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – бетатрон; 2 – тормозная мишень; 3 – коллиматор; 4 – система позиционирования; 5 – тестовый объект; 6 – цифровой детектор

Бетатрон (рис. 1) использовавшийся в эксперименте – малогабаритный бетатрон МИБ-4 с максимальной энергией тормозного излучения 4 МэВ и заявленными размерами фокусного пятна 0,3х3 мм. Позиционирование осуществлялось с помощью системы перемещения компании PI GmbH & Co. KG.

Цифровой детектор рентгеновского излучения Perkin Elmer XRD 1622 имел следующие параметры: размеры поля 2048 на 2048 пикселей, размер пикселя 200 мкм. Важной характеристикой детектора является функция отклика линии (англ. line spread function, LSF). Полная ширина на уровне половинной амплитуды (далее – полуширина, англ. full width at half maximum, FWHM) пучка рентгеновского излучения  $FWHM_I$  может быть найдена из соотношения [3]:

$$FWHM_R = FWHM_I + FWHM_{LSF} \quad (1)$$

где  $FWHM_R$  – полуширина полученного изображения и  $FWHM_{LSF}$  – полуширина функции отклика линии детектора. Подобно тому, как это было сделано в исследовании [3], функция отклика линии детектора была найдена путём дифференцирования функции отклика края (англ. edge spread function, ESF), полученной контрастной радиографией объекта с резким краем. Интерполяция распределением Гаусса полученной функции представлена на рис. 2.

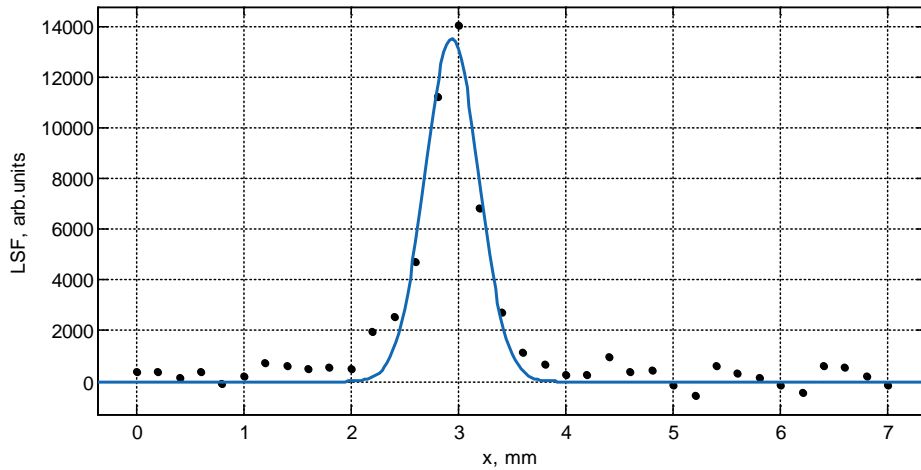


Рис. 2. Интерполяция функции отклика линии.  $FWHM_{LSF} = 0.6 \text{ mm}$

### Метод щелевой диафрагмы

Измерение размеров фокусного пятна методом диафрагмы с отверстием и щелевой диафрагмы основывается на принципе действия камеры-обскуры. На рис. 3 показана типичная схема экспериментальной установки для применения этих методов.

В идеальном случае толщина диафрагмы пренебрежимо мала, что невозможно на практике. Принимая во внимание конечный размер диафрагмы, можно получить распределение интенсивности, показанное на рис. 3.  $F1$  и  $F2$  могут быть рассчитаны из соображений геометрической оптики.

$$\begin{aligned} F1 &= (f - d) \frac{2L + h}{2l - h} - d \\ F2 &= (f + d) \frac{2L - h}{2l + h} + d \end{aligned} \quad (2)$$

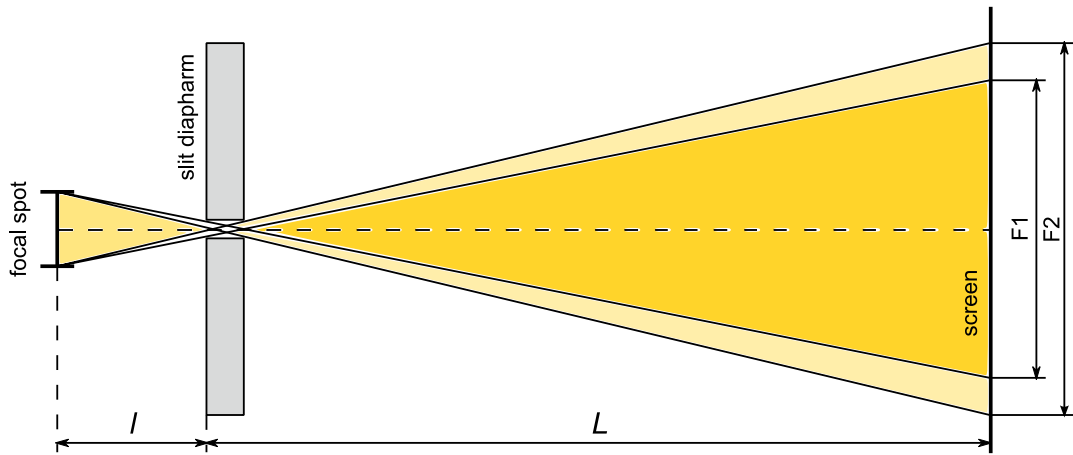


Рис. 3. Использование диафрагмы с отверстием

где  $f$  – размер фокусного пятна,  $d$  – размер щели,  $h$  – толщина диафрагмы.  $F2 - F1$  размер полутени. Влияние конечной толщины диафрагмы может быть скорректировано использованием полуширины профиля пучка.

$$f = \frac{FWHM_l}{M - 1} - d \left(1 - \frac{1}{M}\right); M = \frac{L + l}{l} \quad (3)$$

Принимая  $h$  и  $d$  равными 0 (толщина пренебрежимо мала), можно привести выражения к виду, соответствующему идеальному случаю (не наблюдается полутень):

$$F1 = F2 = f(M - 1);$$

Принимая во внимание (2) и решая уравнение  $F1 - F2 = 0$ , могут быть получены соотношения, ограничивающие максимальный размер щели диафрагмы и её максимальную толщину, решая уравнение  $F1 - F2 = 0$ .

$$h_{max} = \frac{2dl}{f}; d_{min} = \frac{fh}{2l} \quad (4)$$

Используя соотношение (4) вместе с выражением для линейного ослабления ионизирующего излучения в материале диафрагмы, находятся ограничения для геометрических размеров диафрагмы. На рис. 4 показана геометрия диафрагмы, используемой в эксперименте.

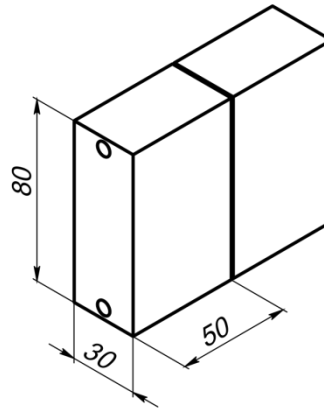


Рис. 4. Диафрагма с переменным размером щели

Размер фокусного пятна (горизонтальная проекция) бетатрона с максимальной энергией 4 МэВ заявлен в пределах до 0,3 мм. Принимая расстояние  $l = 250$  мм (рис. 1) и ширину щели  $d = 0,1$  мм, можно удостовериться, что толщина камеры не превышает максимально допустимую величину. В целях упрощения конструкции, материалом диафрагмы была выбрана сталь.

В статье [3] использовалась щелевая диафрагма из вольфрама для измерения размеров фокусного пятна линейного ускорителя на 5 МэВ. В сравнении с линейным ускорителем, бетатрон имеет меньшую интенсивность излучения и меньшие размеры фокусного пятна, что снижает требования к материалу, используемому для изготовления диафрагмы. Помимо этого, использование цифрового детектора позволяет увеличить контрастность изображений в отличие от рентгеновской плёнки. Тем не менее, планируется повтор эксперимента с использованием диафрагмы из вольфрама.

Профиль изображения, полученного с использованием щелевой диафрагмы шириной 100 мкм, показан на рис. 5.

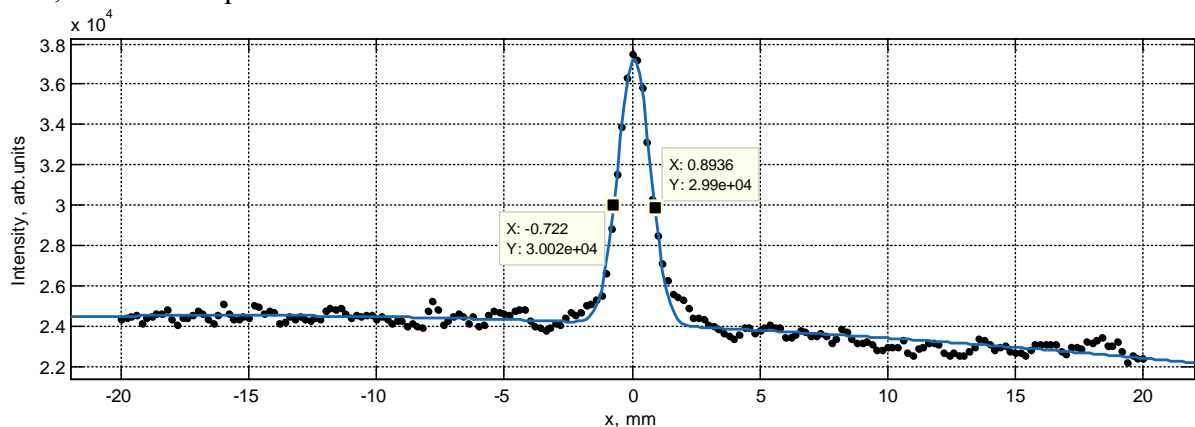


Рис. 5. Профиль изображения

Размер фокусного пятна может быть найден из соотношений (1) и (3) со следующими параметрами:  $l = 250$  мм;  $L = 1000$  мм;  $M = 5$ ;  $d = 0.1$  м. Полученное значение составило  $f = 0.1738$  мм.

### Косвенный метод с использованием проволоочного эталона

Косвенный метод основывается на зависимости пространственного разрешения снимка и размера фокусного пятна. Уравнение (5), взятое из стандарта ASTM E 2698 [4], может быть использовано для оценки размера фокусного пятна путём измерения пространственного разрешения снимка  $SRb$  и нерезкости изображения  $U_i$ .

$$f = \frac{M}{M-1} \sqrt[3]{U_i^3 - \left(\frac{2.0}{M} SRb\right)^3} \quad (5)$$

Одним из наиболее широко распространённых методов измерения  $SRb$  и  $U_i$  является использование проволоочного эталона IQI EN462-5 [5].

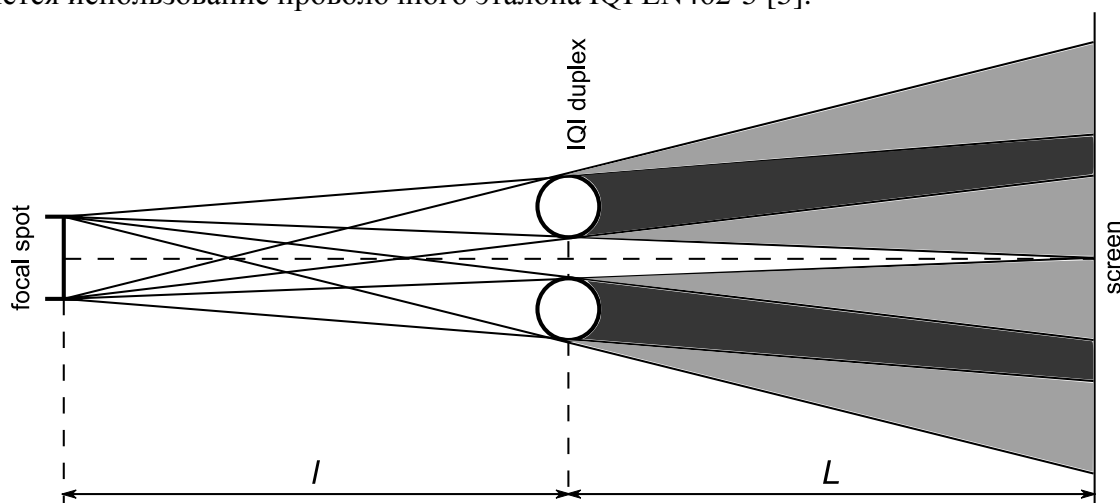


Рис. 6. Схема эксперимента с двухпроволочным эталоном

Области полутени, показанные на рис. 6 сливаются, если размер фокусного пятна  $f$  становится равным расстоянию между проволочками  $D$  (которое, в свою очередь, равно их диаметру). Профили изображений для различных случаев показаны на рис. 7. Результаты моделирования, основанного на геометрической оптике, хороши для интуитивного понимания сути метода, но едва ли применимы на практике. Для этого используется метод, основанный на измерении пространственного разрешения.

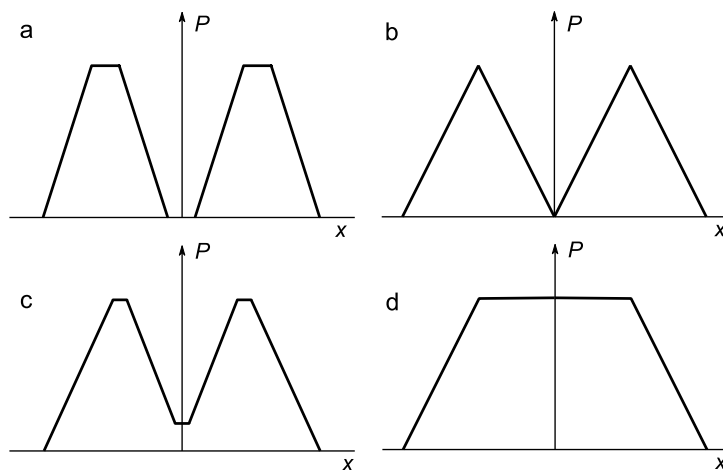


Рис. 7. Профили изображений для разных случаев:  
a)  $f < D$ ; b)  $f = D$ ; c)  $f > D$ ; d)  $f = 2D$ .

Профиль радиограммы, полученной в реальном эксперименте, показан на рис. 8. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1, где  $l = 245$  мм;  $L = 1045$  мм;  $M = 5.265$

Полученные радиограммы использовались для оценки пространственного разрешения  $SRb$  и нерезкости  $U_i$  изображения путём измерения глубины модуляции (dip) для пар проволок.

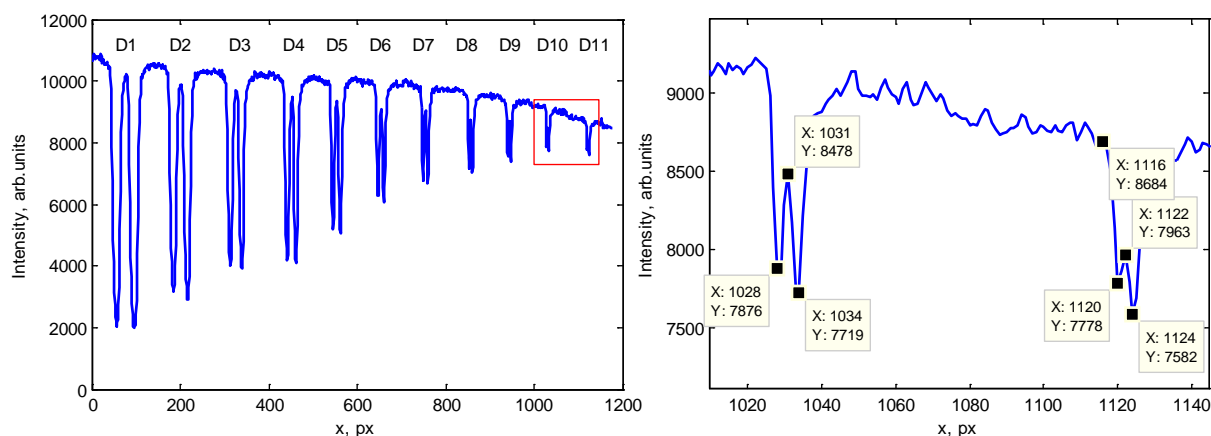


Рис. 8. Профиль радиограммы эталона

Таблица 1. Результаты измерения

| Номер пары проволок                                 | D8   | D9    | D10   | D11   | D12   |
|---|------|-------|-------|-------|-------|
| Измеренная глубина модуляции, %                     | 75.9 | 73.39 | 52.35 | 28.36 | 0     |
| Максимальная нерезкость $U_i$ , мм                  | 0.32 | 0.26  | 0.20  | 0.16  | 0.125 |
| Максимальное пространственное разрешение $SRb$ , мм | 0.16 | 0.13  | 0.10  | 0.08  | 0.063 |

Размер фокусного пятна может быть найден из (5) используя величины  $SRb$  и  $U_i$  для пары D11. Полученный результат:  $f = 0.1972$  мм.

### Заключение

Размер фокусного пятна бетатрона был измерен двумя разными методиками с использованием цифрового детектора. Результаты очень близки и не превышают заявленное значение 0,3 мм. Тем не менее, представленные результаты являются предварительными и требуют дополнительной верификации. Пути, которыми возможно добиться большей точности измерений, представлены ниже:

- использование щелевой диафрагмы, изготовленной из вольфрама;
- более точное измерение функции отклика линии цифрового детектора;
- численное моделирование формирования фокусного пятна в бетатроне для получения дополнительной информации;
- использование бетатрона со сменной мишенью для многократного повтора эксперимента и накопления статистики.

### Список использованных источников

1. Kerst D.W. Historical development of the betatron // Nature– 1946– Vol. 157–№ 3978– Pp. 90–95
2. Vaynberg E.I. et al. Experience of Using Small-Size Betatron Mib-5 in the Structure of Industrial Computed Tomograph Bt-500Xa //16th World Conf. Nondestruct. Test. 2004– P. 1–5

3. Gambaccini M. et al. Measurement of focal spot size in a 5.5MeV linac // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. Elsevier B.V.– 2011–Vol. 269–№ 10– Pp. 1157–1165
4. Bavendiek K. et al. New Measurement Methods of Focal Spot Size and Shape of X-ray Tubes in Digital Radiological Applications in Comparison to Current Standards // 18th World Conf. Nondestruct. Test–2012–№ April– Pp. 16–20
5. ISO 17636-2:2013(E) Non-destructive testing of welds — Radiographic testing — Part 2. 2013–Vol. 2013

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ БИОИНЕРТНЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ТИТАНА И ЦИРКОНИЯ В РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЯХ МЕТОДОМ ИНФРАКРАСНОЙ ТЕРМОГРАФИИ**

*Шаркеев Ю.П., Вавилов В.П., Скрипняк В.А., Белявская О.А., Козулин А.А., Чулков А.О.,  
Сороколетов А.Ю., Скрипняк В.В.*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности  
и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук (ИФПМ СО РАН)  
Томский политехнический университет

### **Введение**

После открытия в начале 50-ых годов прошлого столетия П.-И. Бранемарком (Гетеборг, Швеция) явления остеоинтеграции титан получил широкое распространение в имплантационной хирургии. Лучшей биосовместимостью обладают сплавы, относящиеся к группе «чистого» титана: технически чистый титан отечественных марок ВТ1-0 и ВТ1-00 и зарубежные титановые сплавы Grade-1, 2, 3, 4. Однако невысокий уровень механических свойств чистого титана по сравнению с титановыми сплавами сдерживает его применение в дентальной имплантологии, стоматологии, челюстно-лицевой хирургии, травматологии и т.п.

Сплавы системы цирконий-ниобий на протяжении полувека используют в качестве материалов для ядерной энергетики. В последнее десятилетие проведено экспериментально-клиническое обоснование возможности их применения в медицинских целях [1].

Для повышения физико-механических свойств титановых и циркониевых сплавов широко применяется интенсивная пластическая деформация (ИПД), позволяющая формировать в зеренной структуре сплавов наноструктурные (НС) или ультрамелкозернистые (УМЗ) состояния [2]. Существенное отличие физико-механических свойств наноструктурированных материалов от обычных поликристаллических материалов связано с особенностями получаемой при этом дефектной структуры, в первую очередь, с большой протяженностью границ зерен и высокой плотностью дислокаций. Комплекс механических свойств УМЗ сплавов и качество получаемой из них продукции существенно зависит от процессов структурирования металлов. В связи с этим исследованию механизмов разрушения НС и УМЗ титана, титановых и других сплавов с помощью структурно-чувствительных методов (внутреннее трение, диссипация энергии и др.) уделяется существенное внимание [3,4].

Высокая чувствительность современных инфракрасных (ИК) тепловизионных систем в сочетании с возможностью бесконтактного оперативного измерения температуры обусловили перспективность метода ИК-термографии для исследования процессов накопления дефектов структуры и развития повреждаемости при механическом нагружении сплавов [5].

Закономерности деформации и разрушения, а также диссипативные эффекты в УМЗ металлах и сплавах в условиях механического нагружения интенсивно исследуются